

43

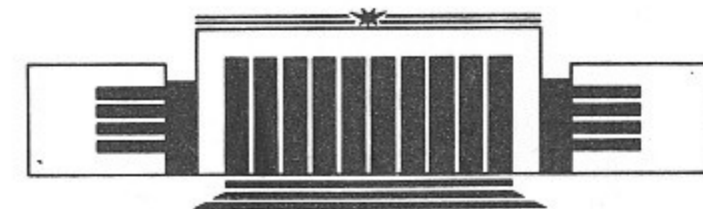


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.И. Волосов, И.Н. Чуркин

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР
АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ
ИЗ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

ИЯФ 94-67



НОВОСИБИРСК

В. М. Воробьев, В. Н. Фурман

СЕРВИСНАЯ СЛУЖБА АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

ИЗ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

88-84-87

МОСКОВСКИЙ
1981

Пассивная корпускулярная диагностика - один из широко используемых методов исследования горячей замагниченной плазмы. Изучая поток быстрых атомов перезарядки, уходящих из магнитной ловушки вдоль отдельных хорд, можно получить информации о локальных параметрах ионной компоненты плазмы [1,2].

В экспериментах с вращающейся плазмой, когда скорости отдельных частиц и скорость азимутального дрейфа плазмы соизмеримы, необходимо использовать специальные методы обработки этих результатов [3,4]. Одна из особенностей такой системы - высокая азимутальная однородность (все параметры усредняются за время большее, чем время оборота плазмы вокруг оси системы или $\tau > 1/\Omega_E$, где $\Omega_E = c \cdot E / r \cdot H$). Это означает, что плотность ионов в ловушке является аксиально-симметричной функцией, зависящей только от радиуса $n_i(r)$. Ниже предполагается, что плотность нейтрального газа n_0 , на котором идет перезарядка, также зависит только от радиуса.

Функция распределения ионов по скоростям в подобной системе (во вращающейся системе координат или ВСК) имеет или вид δ -функции при характерных временах перезарядки или ионизации много меньших, чем время потери энергии частицей, или вид трансформируемой в сторону меньших энергий δ -функции при соизмеримости этих времен. Для нахождения реального спектра ионов в ВСК ниже последовательно рассматриваются задачи о спектре ионов: для δ -функции; для сдвинутой δ -функции и для произвольного спектра.

1. Найдем спектр атомов, вылетающих вдоль хорды, в ловушке с вращающейся плазмой в предположении, что ион, родившийся в ловушке, за время жизни не успевает заметно изменить свою энер-

гию, т.е. "тепловая" энергия иона W_t (энергия иона в ВСК) равна его дрейфовой энергии $W_E = m/2 (cE/H)^2$. Предположим, что ларморовский радиус иона ρ много меньше размера плазмы r или прицельного параметра хорды r_0 (рис. 1). В этом случае можно рассматривать движение отдельного иона (в локальной области) как движение в системе с плоскими электродами ($E_x = E_r \approx \text{const}$, $E_y = 0$, $H = H_z$).

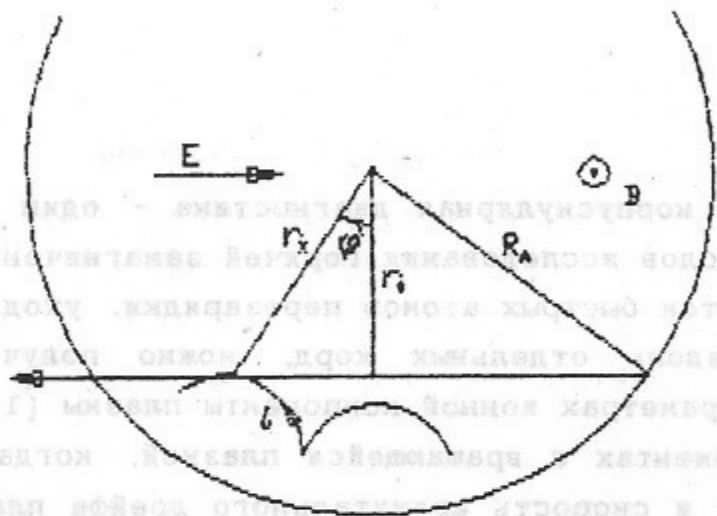


Рис. 1. Движение иона $E \times H$ полях.

Пусть электрическое и магнитное поля зависят от радиуса $E(r)$, $H(r)$. Скорость азимутального дрейфа в этом случае $\Omega_E = \frac{c \cdot E(r)}{r \cdot H(r)}$. Можно показать, что плотность потока атомов в энергетическом интервале dW_a равна (см. Приложение 1):

$$\frac{dI}{dW_a} = A \cdot \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{\frac{dW}{dr} \cdot (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}} \quad (1)$$

или

$$\frac{dI}{dW_a} = A \cdot \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w)}{\left| \frac{d\Omega_E}{dr} \right| \cdot r_0 \cdot (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}} \quad (2)$$

Здесь r_0 - прицельный параметр хорды; r - текущий радиус; Ω_E - угловая скорость; W - энергия иона в точке r , движущегося вдоль хорды; V - скорость иона в той же точке; W_a - энергия атома перезарядки (очевидно что $W = W_a$); A - нормировочный множитель; σ - сечение перезарядки.

Заметим, что $(r_0/r)^2 = W(r)/4W_E(r)$. Тогда угловая скорость

$$\Omega_E = \frac{V_E(r)}{r} = \frac{V(r)}{2 \cdot r_0}; \quad V_E = \frac{c \cdot E}{H}$$

ответственно может быть получено соотношение

$$r = \frac{d\Omega_E}{dr} = \frac{dW}{dr} \cdot \frac{1}{V} \cdot \frac{V}{2\Omega r_0},$$

которое связывает (1) и (2).

Полученные выше выражения позволяют определить спектр ионов при условии, что между r и W имеется однозначное соответствие; оно заведомо выполняется, если Ω_E либо монотонно убывает по радиусу (в этом случае сингулярность на верхнем пределе), либо нарастает (сингулярность на нижнем пределе), так чтобы $\frac{d\Omega_E}{dr}$ не обращалась в нуль ни в одной точке этого отрезка.

Ранее выражения, аналогичные (1), (2) были получены в работе [5].

2. В реальной плазме энергетический спектр ионов, как правило, бывает размыт. "Тепловая" энергия ионов, рожденных в первый момент с $W_t = W_E$, далее убывает или за счет потерь энергии ионов на холодных электронах, или за счет различных коллективных процессов, приводящих к диссипации энергии. Для удобства дальнейших расчетов рассмотрим сначала упрощенную задачу - найдем энергетический спектр атомов перезарядки в случае, когда все ионы плазмы имеют одинаковую тепловую энергию, отличную от дрейфовой:

$$W_t = (1+f)^2 \cdot W_E, \quad \text{где } f < 1.$$

В результате можно получить (Приложение 2) выражения для $\frac{dI}{dW_a}$ аналогичные (1), (2).

$$\frac{dI}{dW_a} = A \cdot \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{\frac{d(W \cdot F)}{dr} \cdot (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}} \quad (3)$$

$$\frac{dI}{dW_a} = A \cdot \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w)}{\left| \frac{d(\Omega_E \sqrt{F})}{dr} \right| \cdot \sqrt{F} \cdot r_0 \cdot (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}} \quad (4)$$

Здесь

$$F(r) = 1/2 + \alpha/R^2 + \alpha^2/R^2 + (1/4 + \alpha/R^2 + \alpha^2/R^2)^{1/2} \cdot f/2 = \alpha.$$

Очевидно, что при $f = 0$ (или $\alpha = 0$) выражения (3) и (4) равны соответственно выражениям (1) и (2).

3. Рассмотрим ту же задачу в общем случае, т.е. при произвольном распределении ионов по "тепловым" скоростям. Разобьем энергетический промежуток для W_t на равные отрезки (ΔW_t), и в каждом из них построим решение в соответствии с П. 2. Обычно

верхняя граница этого промежутка $W_t = W_E$; нижняя граница определяется условиями задачи. Для каждого элемента ΔW_t вычисляется плотность потока нейтральных атомов перезарядки $\frac{dI}{dW} (W_t, W_a)$, суммируя эти функции с соответствующими весовыми множителями получим спектр атомов перезарядки для данной функции распределения ионов по тепловым скоростям (рис. 2).

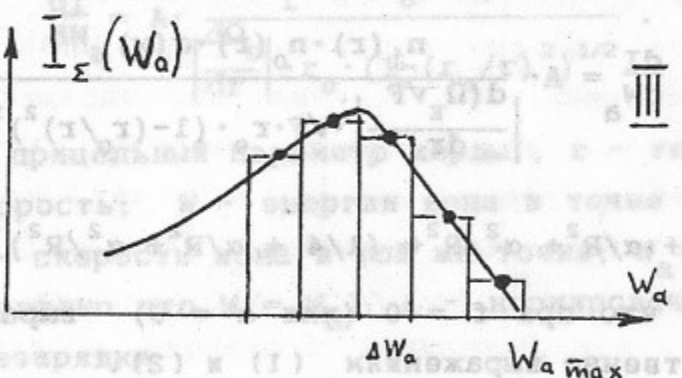
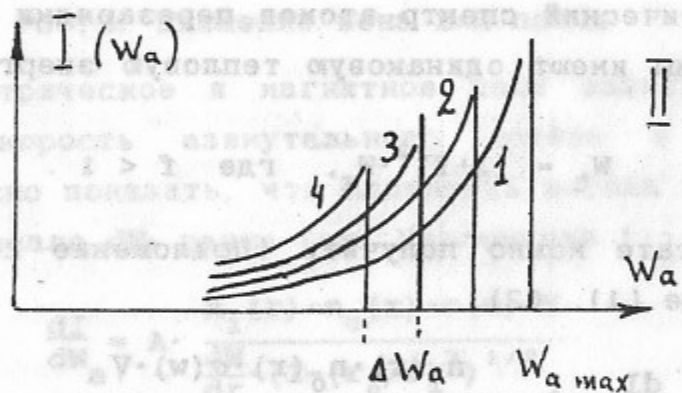
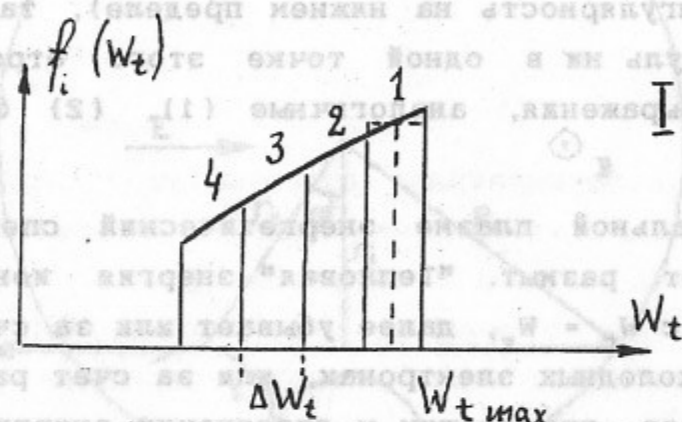


Рис. 2. Схема построения спектра атомов перезарядки (в случае известного спектра W_t): I - разбиение спектра W_t на δ -образные области (ВСК); II - построение атомарных спектров для этих областей (ЛСК); III - суммарный спектр (ЛСК).

Существенной особенностью этого суммирования является сингулярность на верхнем пределе для каждой из суммируемых функций; $\frac{dI}{dW_a}$ обращается в бесконечность при $W \rightarrow W_{\max}$ или $r \rightarrow r_0$. Эту особенность можно обойти, учитывая что при суммировании берутся не значения функций в точках W_a , а средние значения на интервале от $W_a - W/2$ до $W_a + \Delta W/2$. Для интервала вблизи особой точки выполняется соотношение (см. Приложение 3):

$$\int_{W_0 - \Delta W/2}^{W_0} - \frac{dI}{dW} dW = \sqrt{2} \cdot \frac{dI}{dW} (W_0 - \Delta W) \Delta W. \quad (5)$$

При суммировании по W_a достаточно заменить $dI/dW (W_0)$ на $dI/dW (W_0 - \Delta W)$ с соответствующим множителем. Влияние этой замены на вычисляемый спектр достаточно мало.

Практически при разбиении спектра на 10-20 элементов эти поправки пренебрежимо малы.

4. Выше рассматривалась задача о восстановлении спектра ионов для достаточно простого случая. Однако в общем случае имеется ряд проблем, существенно усложняющих решение этой задачи. Отметим некоторые из них:

1) Отношение \bar{W}_t/W_E и форма спектра W_t существенно зависят от радиуса (здесь \bar{W}_t - среднее значение "тепловой" энергии ионов). Выше предполагалось, что $W_E = \text{const}$, а \bar{W}_t и спектр W_t не зависят от радиуса. Если же такая зависимость имеется, то следует её учитывать при выводе выражений (1 - 4), что существенно усложнит эти выражения.

2) Достаточно большая продольная энергия ионов. В этом случае энергетический спектр атомов перезарядки соответствует спектру ионов в центральной плоскости фазового пространства и его расшифровка существенно зависит от угловой апертуры анализатора и информации о соотношении между продольной и поперечной составляющими энергии ионов. Для более полной расшифровки следует проводить угловые измерения в плоскости $r-z$, что существенно усложняет эксперимент.

3) Имеется азимутальная структура плотности нейтрального газа. Для восстановления спектров и проведения абсолютных измерений в этом случае требуется проведение измерений на разных азимутах. Соответствующие поправки должны быть введены в (1-4).

4) Ларморовский радиус ионов соизмерим с размерами плазмы. При этом нельзя считать траекторию иона классической циклоидой.

В этом случае вид траектории зависит от вида функций $E(r)$ и $H(r)$ и, как правило, может быть найден только численно.

5) Необходимо учитывать, что после перезарядки атомы могут теряться или рассеиваться на плазме и нейтральном газе. Следует также учесть процесс двойной перезарядки, когда быстрый атом ионизуется, набирает энергию и вновь перезаряжается [5]. Отмеченные выше процессы могут существенно исказить спектр атомов.

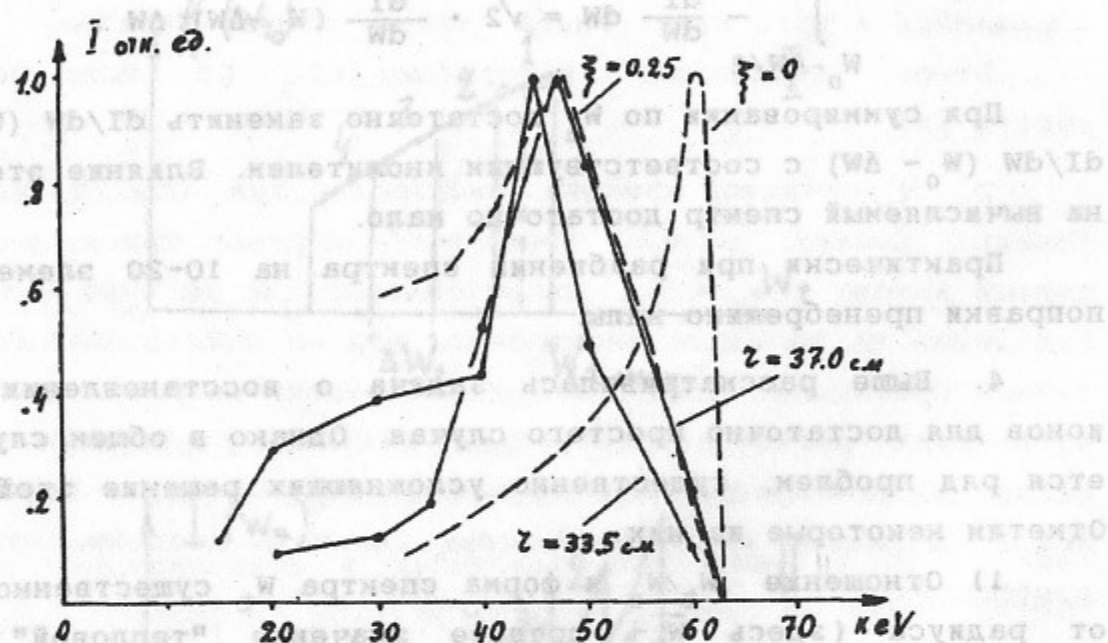


Рис. 3. энергетические спектры нейтральных атомов перезарядки: Сплошная линия - эксперимент; $r=33.5$; 37 см ($\Delta r=1.5$ см); штриховая линия - расчет, $r=37$ см.

5. Описанная выше методика была использована для обработки экспериментальных результатов на установке ПСП-2 [4]. Были построены энергетические спектры ионов в ВСК на различных хордах (см. рис 3). На том же рисунке приведены теоретические кривые для тех же хорд при различных значениях параметра ξ ($\xi = 0; 0.25$) $\bar{W} = W_E \cdot (1-\xi)$. При построении теоретических кривых использовались экспериментально полученные распределения $n_i(r)$, $n_0(r)$, $E(r)$, $H(r)$ (см. рис. 4).

Особый интерес в энергетических спектрах ионов представляют: край спектра W_0 и наклон кривой вблизи края. По максимальной энергии атомов перезарядки находилось распределение электрического поля и потенциалов в плазме по радиусу $E(r)$, $U(r)$ (см. рис 7, рис 13 и рис 14 в [4]). Для хорды с прицельным параметром r_0 :

$$E(r_0) = (H(r_0)/c)(2W_E(r_0)/m_i)^{1/2}.$$

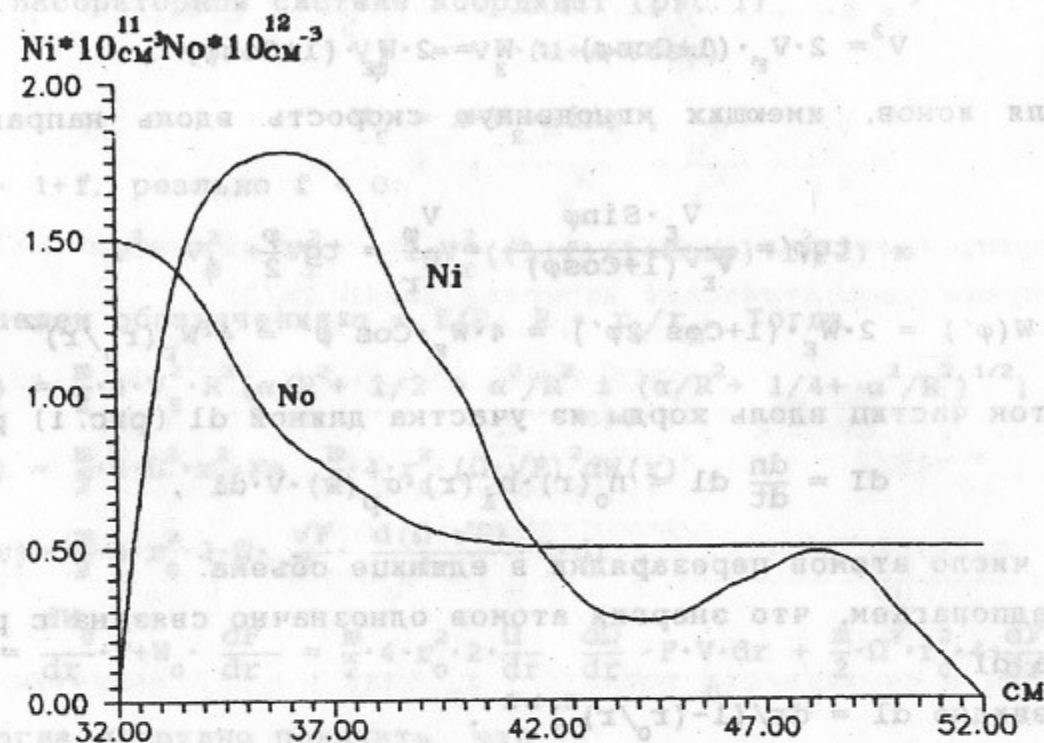


Рис. 4. Характерные распределения плотностей на установке (ПСП-2).

По наклону кривой можно оценить потери энергии ионов. Рассчитанные потери согласуются с общим энергетическим балансом в разряде.

Как отмечалось выше спектр атомов перезарядки может существенно искажаться за счет того, что при движении атомов вдоль хорды идут процессы обдирки и рассеяния на остаточном газе, ионизация электронным ударом. Для характерных параметров и размеров плазмы на установке ПСП-2 потери составляют не более 8% ($n_i \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $n_0 \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, длина хорды $L \leq 2 \cdot (R_a^2 - R_k^2)^{1/2} = 80 \text{ см}$, $\sigma_0, \sigma_p \leq 10^{-16} \text{ см}^2$ при $W_i \approx 20 \text{ кэВ}$).

Приложение 1

Найдем энергетический спектр атомов перезарядки в случае, когда "тепловая" энергия ионов равна их "дрейфовой" энергии $W_t = W_E$. В этом случае (при $\rho \ll r$) участок траектории иона с достаточной точностью описывается циклоидой. Во вращающейся системе координат (рис. 1):

$$\begin{aligned} V_\phi &= V_E \cdot \cos\phi, \\ V_r &= V_E \cdot \sin\phi. \end{aligned}$$

В лабораторной системе координат (рис. 1)

$$\begin{aligned} V_\phi &= V_E \cdot (1 + \cos\phi), \\ V_r &= V_E \cdot \sin\phi. \end{aligned}$$

Здесь $V_E = c \cdot E/H$

$$V^2 = 2 \cdot V_E \cdot (1 + \cos \varphi) ; W = 2 \cdot W_E \cdot (1 + \cos \varphi)$$

Для ионов, имеющих мгновенную скорость вдоль направления хорды

$$\operatorname{tg} \varphi' = \frac{V_E \cdot \sin \varphi}{V_E \cdot (1 + \cos \varphi)} = \frac{V}{V_r} = \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$$

$$W(\varphi') = 2 \cdot W_E \cdot (1 + \cos 2\varphi') = 4 \cdot W_E \cdot \cos^2 \varphi' = 4 \cdot W_E \cdot (r_0/r)^2$$

Поток частиц вдоль хорды из участка длиной dl (рис. 1) равен:

$$dI = \frac{dn}{dt} dl = n_0(r) \cdot n_i(r) \cdot \sigma_p(w) \cdot V \cdot dl$$

$\frac{dn}{dt}$ - число атомов перезарядки в единице объема.

Предполагаем, что энергия атомов однозначно связана с радиусом участка dl .

$$\text{Очевидно } dl = dr / (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}$$

Скорость иона, движущегося вдоль хорды равна $V = 2 \cdot V_E \cdot \cos \varphi'$

Очевидно также, что

$$W(r) = \frac{mV^2}{2} = \frac{m}{2} V_E^2 \cdot (2 \frac{r_0}{r})^2 = \frac{m}{2} \Omega^2 \cdot r_0^2 \cdot 4$$

здесь и ниже $\Omega \equiv \frac{V_E}{r_0}$. Тогда

$$dW(r) = \frac{m}{2} \cdot 4 \cdot r_0^2 \cdot 2 \cdot \Omega \cdot \frac{d\Omega}{dr} \cdot V \cdot dr$$

В итоге, сделав подстановки, можно получить выражения:

$$\frac{dI}{dW} = \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{2 \cdot m \cdot \frac{dW}{dr} \cdot (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}} \quad (1)$$

$$\frac{dI}{dW} = \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{2 \cdot m \cdot \left| \frac{d\Omega}{dr} \right| \cdot r_0 \cdot (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}} \quad (2)$$

Приложение 2

Найдем энергетический спектр атомов перезарядки в случае, когда "тепловая" энергия ионов не равна их "дрейфовой" энергии $W_t = (1+f)^2 \cdot W_E$. В этом случае во вращающейся системе координат (рис. 1):

$$V_\varphi = A \cdot V_E \cdot \cos \varphi$$

$$V_r = A \cdot V_E \cdot \sin \varphi$$

В лабораторной системе координат (рис. 1)

$$V_\varphi = V_E \cdot (1 + A \cdot \cos \varphi)$$

$$V_r = A \cdot V_E \cdot \sin \varphi$$

где $A = 1+f$, реально $f < 0$.

$$V^2 = V_\varphi^2 + V_r^2 = 2 \cdot V_E^2 \cdot ((1+f)(1+\cos \varphi) + f^2/2)$$

Введем обозначения $\alpha = f/2$; $R = r_0/r_x$. Тогда

$$W(r) = \frac{m}{2} \cdot 4 \cdot V_E^2 \cdot R^2 (\alpha/R^2 + 1/2 + \alpha^2/R^2 \pm (\alpha/R^2 + 1/4 + \alpha^2/R^2)^{1/2})$$

$$W(r) = \frac{m}{2} \cdot 4 \cdot \Omega^2 \cdot r_0^2 \cdot F = \frac{m}{2} \cdot 4 \cdot r_0^2 \cdot (\Omega \cdot \sqrt{F})^2 dW(r)$$

$$dW(r) = \frac{m}{2} \cdot 4 \cdot r_0^2 \cdot 2 \cdot \Omega \cdot \frac{\sqrt{F}}{V} \cdot \frac{d(\Omega \cdot \sqrt{F})}{dr} \cdot V \cdot dr$$

$$\frac{dW}{dr} = \frac{dW_0}{dr} \cdot F + W_0 \cdot \frac{dF}{dr} = \frac{m}{2} \cdot 4 \cdot r_0^2 \cdot 2 \cdot \Omega \cdot \frac{d\Omega}{dr} \cdot F \cdot V \cdot dr + \frac{m}{2} \cdot \Omega^2 \cdot r_0^2 \cdot 4 \cdot \frac{dF}{dr}$$

Тогда нетрудно показать, что

$$\frac{dI}{dW} = \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{2 \cdot m \cdot \sqrt{F} \cdot \frac{d(\Omega \cdot \sqrt{F})}{dr} \cdot r_0 \cdot (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}} \quad (3)$$

$$\frac{dI}{dW} = \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{2 \cdot m \cdot \frac{d(W \cdot F)}{dr} \cdot (1 - (r_0/r)^2)^{1/2}} \quad (4)$$

Приложение 3

Спектр атомов перезарядки в случае размытой по W_t ионной функции распределения, находится методом разбиения этой функции на сумму функций со спектрами по W_t близкими к δ -образным; нахождения спектров атомов для каждого из элементов этой суммы (см п.2) (в предположении δ -образного спектра) и суммирования вклада атомов в интервале энергий $W_a - \Delta W/2 - W_a + \Delta W/2$ по спектрам с различными W_t (см рис. 4). При этом в каждую сумму входит вклад от спектра, для которого $W_t = W_0$, т.е. край спектра, где есть особая точка $dI/dW \rightarrow \infty$. Эту особенность можно обойти учитывая, что при суммировании берется не функция dI/dW , а её интеграл на отрезке ΔW :

$$I(W_0 - W_1) = \int_{W_a - \Delta W/2}^{W_a + \Delta W/2} \frac{dI}{dW}(W_0 - W_1) dW = A \cdot \int \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{\frac{dW}{dr} \cdot (1 - ((W_0 - W_1)/W_0))^{1/2}} dW =$$

$$= A \cdot \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{\frac{dw}{dr}} \cdot \left(\frac{W_0}{W_1} \right)^{1/2} \Delta W.$$

здесь

$$\left(\frac{r_0}{r} \right)^2 = \frac{W_a}{W_0} = \frac{W_0 - W_1}{W_0}; \quad W_a = W_0 - W_1.$$

Для спектрального интервала с $W_a = W_0$ этот интеграл равен (в этом случае энергетический интервал равен $\Delta W/2$)

$$I(W_0) = \int_{W_0 - \Delta W/2}^{W_0} \frac{dI}{dW} dW_a = A \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{\frac{dw}{dr}} \int_0^{\Delta W/2} \left(\frac{W_1}{W_0} \right)^{1/2} dW_1 =$$

$$= A \frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{\frac{dw}{dr}} 2 \left(\frac{\Delta W}{2 W_0} \right)^{1/2} W_0 = C 2^{1/2} \left(\frac{W_0}{\Delta W} \right)^{1/2} \Delta W.$$

Если в окрестности точки $r = r_0$ (или $W = W_0$) величина

$$\frac{n_i(r) \cdot n_0(r) \cdot \sigma(w) \cdot V}{\frac{dw}{dr}}$$

меняется достаточно слабо, то получаем оценку $I(W_0) \approx \sqrt{2} \cdot I(W_0 - \Delta W)$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.В.Афросимов, М.П.Петров. Сб. Диагностика плазмы, вып.5, М.: Энергоатомиздат 1986, с.135;
2. В.В.Афросимов, А.И.Кисляков. Сб. Диагностика плазмы, вып.6, М.: Энергоатомиздат 1989, стр.157.
3. С.Леонард, Р.Хаддлстоун. Диагностика плазмы. М.: Мир, 1967;
4. Л.Лохте-Хельтгрёвен. Методы исследования плазмы. М.: Мир, 1971.
5. Г.Ф.Абдрашитов, С.И.Байбородин, А.А.Бехтенов и др. ВАНТ, серия терм. синтез, вып. 1, 1988, с.54-57.
6. G.F.Abrashitov, A.V.Beloborodov, V.I.Volosov. Nucl. Fusion, vol.31, No 7 (1991) 1275.
7. M.P.Ryutova. Journal de physique, Colloque C7, supplement au No 7, Tome 40, Juillet 1979, p.C7-503.

В.И. Волосов, И.Н. Чуркин

Энергетический спектр
атомов перезарядки
из вращающейся плазмы

ИЯФ 94-67

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 3 июня 1994 г.

Сдано в набор 6.06. 1994 г.

Подписано в печать 6 июля 1994 г.

Формат бумаги 60x90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ N 67

Обработано на IBM PC и отпечатано на

роталпринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.